



УДК 539.1.074.55:620.179.152

**ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ СЛОИСТЫМИ СТРУКТУРАМИ  
ABSORPTION OF ELECTRONS BY LAYERED STRUCTURES****А.С. Деев<sup>1</sup>, А.А. Мазиллов<sup>1,2</sup>, М.Ю. Шулика<sup>1</sup>  
O.S. Deiev<sup>1</sup>, A.A. Mazilov<sup>1,2</sup>, M.Yu. Shulika<sup>1</sup>**<sup>1NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", 1 Akademicheskaya St, Kharkov, 61108, Ukraine</sup><sup>2Belgorod National Research University, 85 Pobedy St, Belgorod, 308015, Russia</sup>E-mail: [deev@kipt.kharkov.ua](mailto:deev@kipt.kharkov.ua); [alexey.mazilov@gmail.com](mailto:alexey.mazilov@gmail.com); [m\\_shulika@kipt.kharkov.ua](mailto:m_shulika@kipt.kharkov.ua)

**Аннотация.** Исследуется прохождение электронов через сборки, состоящие из слоев материалов с различными атомными номерами. Экспериментально измерены и рассчитаны в GEANT 4 спектры электронов, прошедших через сборку и их тормозного излучения. Использовались различные спектры падающих электронов (в экспериментах источник излучения  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ ), а также комбинации материалов с различными атомными номерами и толщинами. Определены коэффициенты  $K_S$  и  $K_E$ , характеризующие прохождение частиц через гетерогенные слои.  $K_S$  и  $K_E$  имеют значения 5-290% и зависят от энергии электронов и толщины пластин.

**Resume.** The electrons passage through assembly consisting of materials layers with different atomic numbers is explored. The spectra of electrons that have passed through the assembly and their bremsstrahlung was experimentally measured and calculated in GEANT 4. The different spectra of incident electrons (in the experiments the radiation source  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ ), as well as combinations of materials with different atomic numbers and thicknesses were used. Coefficients  $K_S$  and  $K_E$  that characterize the passage of particles through heterogeneous layers were defined.  $K_S$  and  $K_E$  have values 5-290% and depend on the electron energy and the thickness of the plates.

**Ключевые слова:** кремниевые планарные детекторы, CsI(Tl) – Si фотодиод, GEANT 4, слои материалов.

**Key words:** silicon planar detectors, CsI(Tl) – Si photodiode, GEANT 4, materials layers.

**Введение**

Поиск материалов, обеспечивающих эффективную защиту от ионизирующих излучений, остается актуальным направлением радиационной физики [1-5]. Защита силовых ядерных установок, реакторов и резервуаров для отработанного ядерного топлива, источников нейтронов, ускорителей электронов – традиционные применения биологической защиты [2,4]. Как правило, здесь задача решается силовым методом – за счет увеличения толщины защитного слоя до величины, обеспечивающей приемлемую дозу для персонала. В ядерной медицине защита необходима при работе с высоко активными радиоизотопами как на стадии приготовления фармпрепарата, так и в процессе проведения медицинских процедур [6]. Эффективная защита электроники, аппаратуры и детекторов особенно актуальна в космической индустрии, где важен критерий минимизации массы и размеров защиты. В большинстве практических задач радиационная защита ядерных установок представляет собой гетерогенную смесь различных сред. Также многослойные защитные системы применяются при конструировании экранирующих устройств для различных типов детекторов, например, для их коллимирующих систем. Например, тестирование двухслойных повторяющихся периодических структур [7,8] показало, что эффект некоммутативности уменьшается, а общее ослабление стремится к значению в гомогенной среде с усредненным  $Z$ .



Расчет такой защиты аналитическими методами весьма затруднен, поскольку факторы накопления гетерогенных сред зависят от большого количества параметров задачи: энергии падающего излучения, толщины, материала, количества и геометрии слоев, а также их взаимного расположения. В работах [3-5] рассмотрены основные закономерности формирования факторов накопления и предложен ряд формул для математического расчета. Показано, что эффективность защиты от гамма-излучения гетерогенной сборкой лучше в случае, когда к источнику обращен легкий материал. Однако очевидно, что эти формулы не могут учитывать всего многообразия практических задач построения и расчета многослойных защит. В таких случаях необходимо пользоваться методами компьютерного моделирования. В настоящее время для компьютерного моделирования прохождения гамма-излучения и электронов через гетерогенные среды широко используются различные компьютерные коды, в частности GEANT 3 и GEANT 4 [9], которые предлагают адекватное и всеобъемлющее моделирование всех физических процессов взаимодействия частиц и ионизирующих излучений с материалом, с учетом геометрии и элементного состава защиты.

В работе [10] рассматриваются особенности прохождения гамма-квантов через гетерогенные слои материалов, а также приводятся данные компьютерного моделирования и экспериментальные результаты.

Целью настоящей работы является численное описание и экспериментальное измерение спектральных характеристик электронов и их излучения, прошедших через попарно переставляемые слои материалов с различными атомными зарядами  $Z$  и толщиной. Измерялись и рассчитывались величины коэффициентов, определяющих некоммутативность прохождения электронов через гетерогенные слои.

### 1. Компьютерное моделирование в GEANT 4

Целью компьютерного моделирования было определить эффективность радиационной защиты в случае различной последовательности расположения материалов: легким материалом к источнику и тяжелым материалом к источнику. Для этого были введены оценочные коэффициенты, характеризующие некоммутативность прохождения излучения через попарно переставляемые слои материалов.

Пусть,  $S_{LH}$  – есть число зафиксированных детектором частиц, а  $E_{LH}$ , МэВ – суммарная их энергия, в случае расположения «Источник → легкий материал (L) → тяжелый материал (H)» и  $S_{HL}$ ,  $E_{HL}$  – в случае расположения «Источник → тяжелый материал (H) → легкий материал (L)». Введем коэффициенты отличия по прохождению  $K_S$  и  $K_E$ :

$$K_S = (S_{HL}/S_{LH}-1) \cdot 100\% \text{ и } K_E = (E_{HL}/E_{LH}-1) \cdot 100\%, \quad (1)$$

Если коэффициенты  $K_S$  и  $K_E$  больше нуля, то эффективность защиты легкий материал – тяжелый материал (LH) выше. Если  $K_S$  и  $K_E$  меньше нуля – эффективность защиты (HL) выше.

На рис. 1. представлено визуальное представление траекторий электронов (красные линии) и рентгеновских квантов (зеленые линии) для системы из Al-Pb (a) и Pb-Al (b). Меняются местами слои материала, а электроны и излучение, прошедшее в переднюю полусферу, регистрируется двумя сферами-счетчиками (синяя сфера-счетчик регистрирует  $\gamma$ -кванты, зеленая сфера-счетчик регистрирует электроны).

## 2. Экспериментальная методика

В работе использовались разработанные и изготовленные в ННЦ ХФТИ герметизированные модули двух типов: неохлаждаемый кремниевый PIN детектор и детектирующая система сцинтиллятор CsI (Tl) - кремниевый PIN фотодиод [11,12]. Указанные модули и считывающая электроника показали высокую стабильность при использовании в ядерно-физических экспериментах, в устройствах контроля концентрации элементов, в медицинских диагностических устройствах [13], в спектрометрии и дозиметрии [14-15].

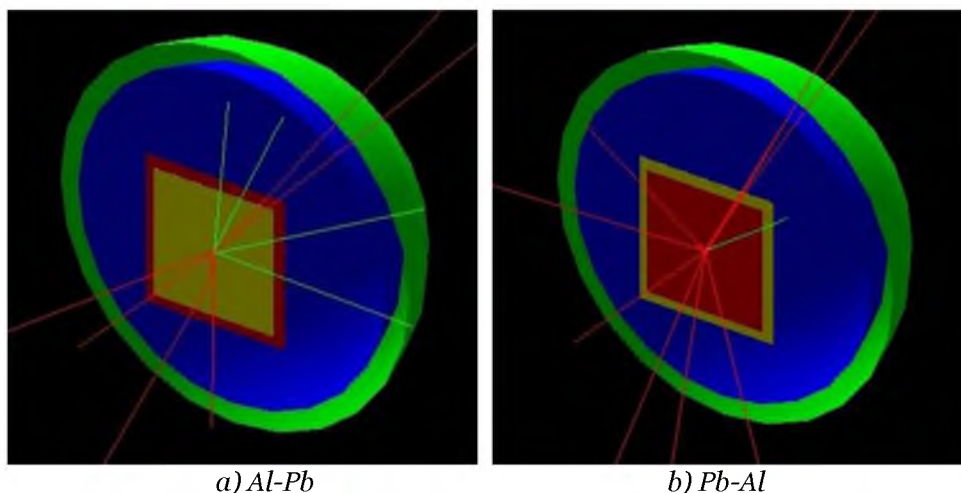


Рис. 1. Визуальное представление прохождения электронов (красные линии) и рентгеновских квантов (зеленые линии) для системы из Al-Pb (a) и Pb-Al (b). Меняются места слоя материала, а излучение, прошедшее в переднюю полусферу, регистрируется двумя сферами-счетчиками (синяя сфера-счетчик регистрирует кванты, зеленая сфера-счетчик регистрирует электроны).

Fig. 2. A visual representation of the passage of electrons (red lines) and x-ray quanta (green line) for the system of Al-Pb (a) and Pb -Al (b). Change places layers of material, and the light that passes in the forward hemisphere, recorded two areas of counters (blue sphere counter registers the quanta, green field-the counter registers the electrons).

Для изучения прохождения электронов использовался источник  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  ( $E_e = 0 \sim 2.28$  МэВ). Между источником излучения и детектором помещались две пластины различных материалов, измерялись спектры прошедшего излучения при перемене порядка расположения пластин.

На рис. 2. представлены два вида детектирующих модулей, использованных в настоящей работе, неохлаждаемый кремниевый PIN детектор (слева) и детектирующая система сцинтиллятор CsI (Tl) - кремниевый PIN фотодиод (справа).

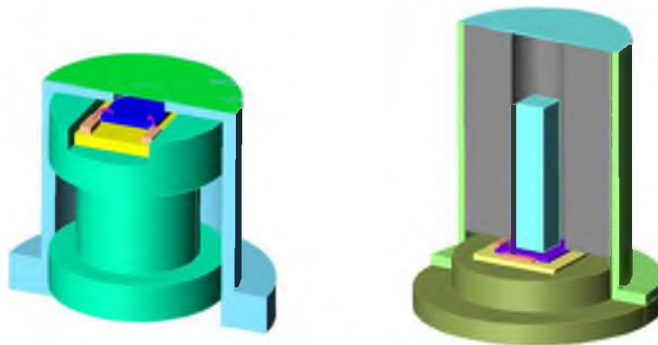


Рис. 2. Два вида детектирующих модулей: неохлаждаемый кремниевый PIN детектор (слева) и детектирующая система сцинтиллятор CsI (Tl) - кремниевый PIN фотодиод (справа).

Fig. 2. Two types of detection units: non-cooled silicon PIN detector (left) and de-tekuturowy system scintillator CsI (Tl) - silicon PIN photodiode (right).



В [11,12] рассмотрены вопросы эффективности регистрации квантов различных энергий для детектирующих модулей на основе неохлаждаемого планарного кремниевого детектора, а также детектора типа сцинтиллятор-фотодетектор.

### 3. Результаты и обсуждение

#### 3.1. Экспериментальные результаты и расчет в GEANT 4 прохождения электронов через фольги

В экспериментах по прохождению электронов через двухслойные мишени использовался источник  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  ( $E_e = 0\sim 2.28$  МэВ). На рис. 3. показаны результаты измерения энергетического спектра источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5\times 5\times 10$  мм.

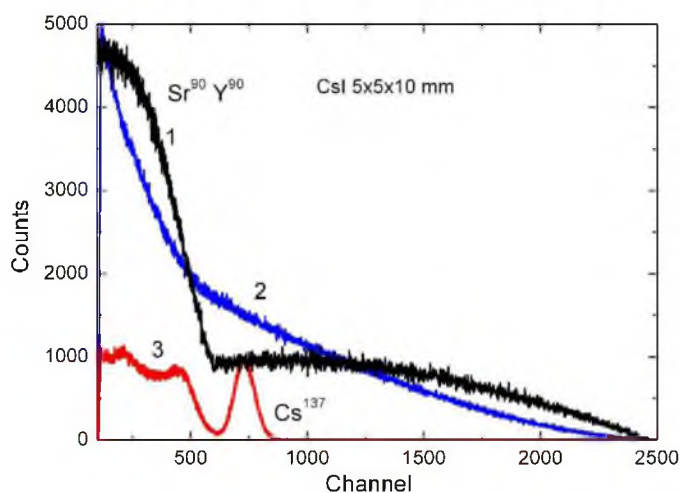


Рис. 3. Результаты измерения энергетического спектра  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  (кривая 2) в детекторе CsI(Tl) размером  $5\times 5\times 10$  мм, кривая 1 – расчетный спектр  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ , кривая 3 – спектр  $^{137}\text{Cs}$ .

Fig. 3. The results of the measurement of the energy spectrum of  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  (curve 2) in the CsI(Tl) detector of size  $5\times 5\times 10$  mm, curve 1 – calculated spectrum of  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ , curve 3 – spectrum of  $^{137}\text{Cs}$ .

Разрешение детектора CsI(Tl) не позволяет четко разделить две группы электронов  $^{90}\text{Sr}$  и  $^{90}\text{Y}$ . В то же время имеется характерная смена угла наклона в экспериментальном спектре. Источник  $^{137}\text{Cs}$  использовался для калибровки.

На рис. 4 показаны результаты измерения энергетических спектров  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5\times 5\times 10$  мм для медных (Cu) фольг различных толщин, расположенных между источником и детектором. Край спектра сдвигается в область малых энергий (влево) с увеличением толщины медной фольги. Это связано с потерей энергии электронами на ионизацию, многократные столкновения и тормозное излучение. В легких материалах при одинаковой энергии электронов относительная величина тормозного излучения заметно меньше, чем у материалов с большим Z.

На рис. 5 показаны результаты расчета в GEANT 4 энергетических спектров  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5\times 5\times 10$  мм для Cu фольг различных толщин, расположенных между источником и детектором. Достигнуто удовлетворительное согласие расчетов с экспериментом.

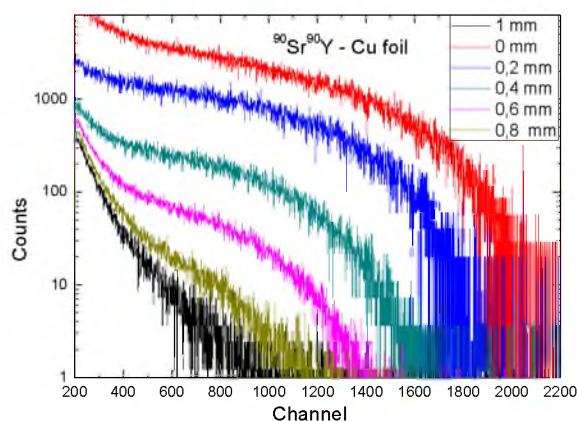


Рис. 4. Результаты измерения энергетических спектров  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Cu фольг различных толщин, мм.  
Fig. 4. Measurements of energy spectra of  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  in the CsI(Tl) detector of size  $5 \times 5 \times 10$  mm for Cu foils of various thicknesses, mm.

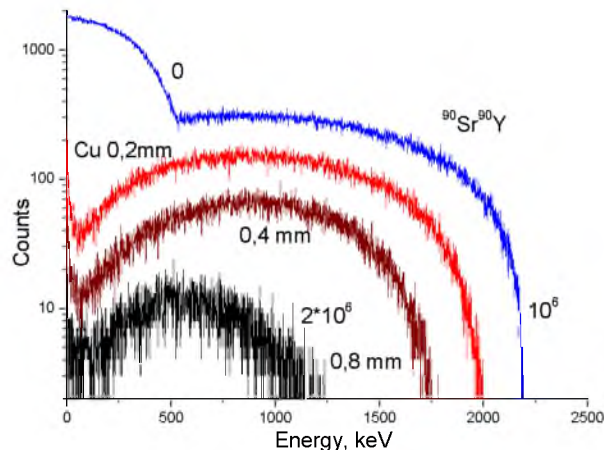


Рис. 5. Результаты расчета энергетических спектров прошедших электронов от  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Cu фольг различных толщин, мм.  
Fig. 5. The results of calculation of energy spectra of electrons passed from  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  in the CsI(Tl) detector of size  $5 \times 5 \times 10$  mm for Cu foils of various thicknesses, mm.

На рис. 6 и 7 показаны результаты расчета в GEANT4 энергетических спектров электронов  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  (рис. 6) и тормозного излучения (рис. 7) в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Pb фольг различных толщин, расположенных между источником и детектором.

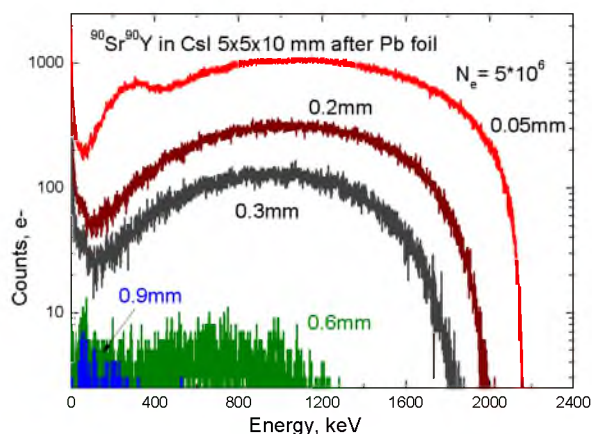


Рис. 6. Результаты расчета энергетических спектров прошедших электронов от  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Pb фольг различных толщин, мм.  
Fig. 6 The results of calculation of energy spectra of electrons passed from  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  in the CsI(Tl) detector of size  $5 \times 5 \times 10$  mm for Pb foils of different thicknesses, mm.

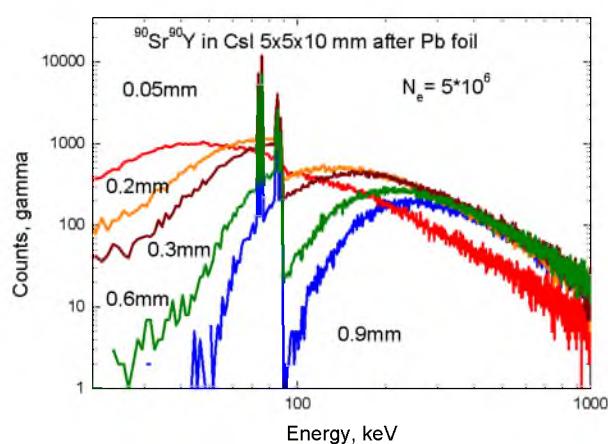


Рис. 7. Результаты расчета энергетических спектров гамма квантов, возбуждаемых  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Pb фольг различных толщин, мм.  
Fig. 7. The results of calculation of energy spectra of gamma rays excited by  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  in the CsI(Tl) detector of size  $5 \times 5 \times 10$  mm for Pb foils of different thicknesses, mm.

На рис. 8 показаны результаты измерения энергетических спектров  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5 \times 5 \times 10$  мм для Pb фольг различных толщин, расположенных между источником и детектором.



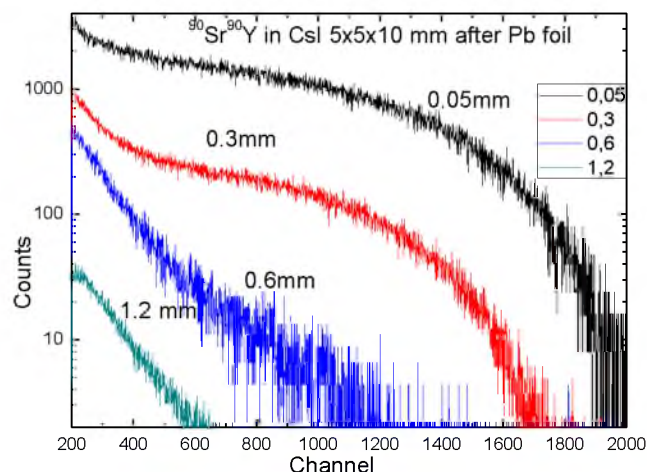


Рис. 8. Экспериментальные спектры от  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в детекторе CsI(Tl) размером  $5\times5\times10$  мм для Pb фольг различных толщин, мм.

Fig. 8. Experimental spectra from  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  in the CsI(Tl) detector of size  $5\times5\times10$  mm for Pb foils of different thicknesses, mm.

Для свинцовых фольг существенным становится тормозное излучение электронов и ХРИ в материале фольги.

### 3.2. Экспериментальные результаты и расчет в GEANT4 прохождения электронов через системы из двух фольг

На рис. 9 представлены экспериментальные энергетические спектры электронов для источника излучения  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  и пар фольг Pb-Cu и Pb-Al измеренные детектором CsI(Tl) размером  $5\times5\times10$  мм.

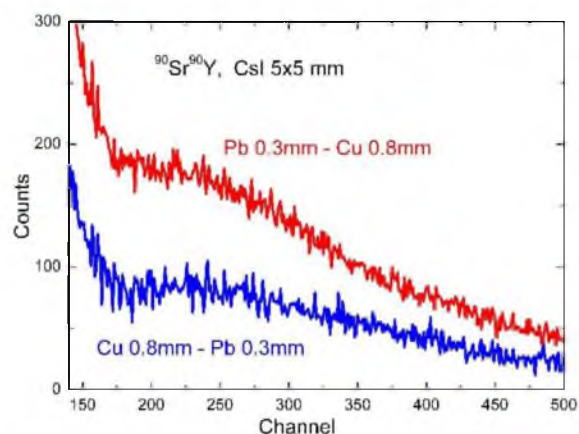
Экспериментальный спектр состоит из двух частей: гамма-квантов тормозного излучения (левая часть спектра) и прошедших электронов.

Для пары Pb 0.3 мм и Cu 0.8 мм и источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  имеем экспериментальное значение  $KS = 95.3\%$ . Для пары Pb 0.3 мм и Al 3 мм значение  $KS = 161.8\%$ . Для пары Pb 0.3 мм и Fe 0.6 мм значение  $KS = 99.0\%$  (в CsI детекторе).

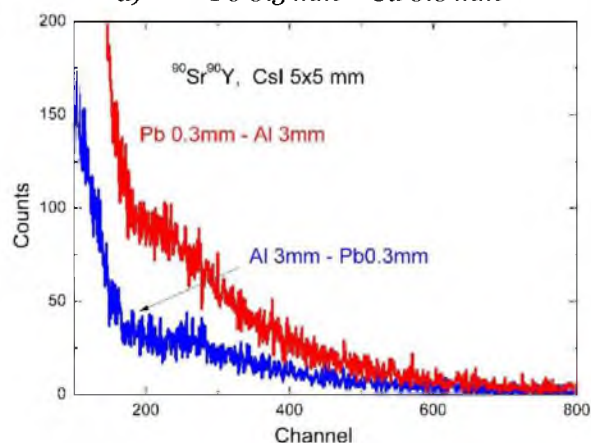
Аналогичные измерения проведены с помощью кремниевого планарного детектора. Так, в Si PIN детекторе для пары Pb 0.3 мм и Fe 0.6 мм значение  $KS = (\text{SHL} / \text{SLH} - 1) \cdot 100\% = 100.5\%$ . Для пары Pb 0.3 мм и Cu 0.8 мм  $KS = 97\%$ , для пары Pb 0.3 мм и Al 3 мм значение  $KS = 164.4\%$ .

Таким образом, для электронов низких энергий ( $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ ) экспериментальные результаты некоммутативности KS имеют большие значения и совпадают для двух детектирующих систем.

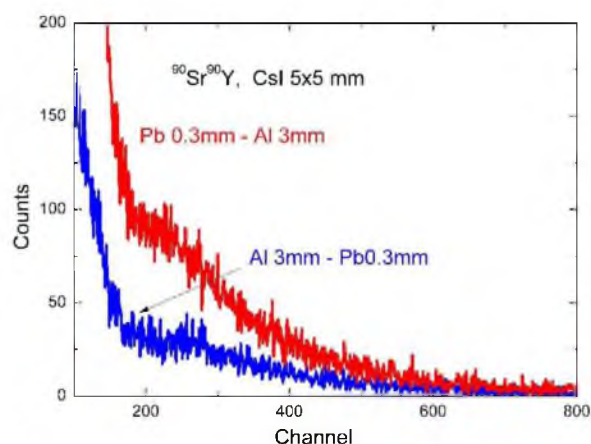
Расчет в GEANT 4 показывает необходимость рассматривать отдельно гамма-кванты тормозного излучения и прошедшие электроны. Тормозное излучение увеличивается с ростом энергии электронов и величины Z. Поэтому в случае, когда сначала расположен тяжелый материал, количество тормозных квантов выше. Если же электроны вначале теряют свою энергию в легком материале, то попадая в тяжелый материал, они производят меньше тормозных квантов. Это основная причина некоммутативности.



a) *Pb 0.3 mm – Cu 0.8 mm*



b) *Pb 0.3 mm – Al 3 mm*

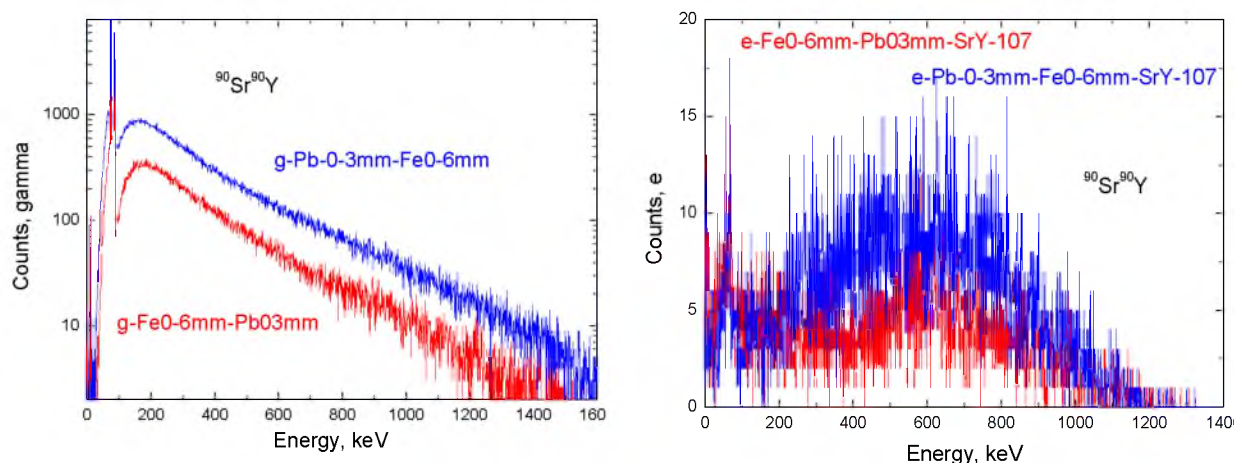


c) *Pb 0.3 mm – Fe 0.6 mm*

Рис. 9. Экспериментальные энергетические распределения электронов для источника излучения  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  и пар фольг Pb-Cu, Pb-Al и Pb-Fe измеренные CsI(Tl) детектором.

Fig. 9. The experimental energy distributions of electrons for a radiation source of  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  and pairs of foils of Pb-Cu, Pb-Pb and Al-Fe measured CsI(Tl) detector.

Для пары Pb 0.3 мм - Fe 0.6 мм и источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  расчетное значение  $K_S = 158.8\%$  для гамма-квантов.  $K_S = 63\%$  для электронов, суммарный  $K_S = 155.8\%$ . Число электронов в этом случае значительно меньше количества квантов поэтому  $K_S$  при суммировании прошедших частиц близок по значению к коэффициенту некоммутируемости для квантов.



a) Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм, прошедшие  $\gamma$ -кванты.

b) Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм, прошедшие электроны.

a) Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм, the past of  $\gamma$ -quanta.

b) Pb 0.3 мм–0.6 мм Fe, the last electrons.

Рис. 10. Расчетные спектры для пары Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм и источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ :

a) прошедшие гамма-кванты, b) прошедшие электроны.

Fig. 10 The calculated spectra for the pairs Pb 0.3 мм–0.6 мм Fe and source  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$ :

(a) the last gamma rays, (b) the last electron.

Результаты расчетов спектров в GEANT4 для пары Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм и источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  представлены на рис. 10.

Для пары Pb 0.3 мм–Fe 0.6 мм и источника  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  имеем расчетное значение  $KS = (SHL/SLH - 1) \cdot 100\% = 158.8\%$  для гамма-квантов.  $KS = 63\%$  для электронов. Суммарный  $KS = 155.8\%$ . Число электронов в этом случае значительно меньше. Поэтому  $KS$  при суммировании прошедших частиц близок по значению к коэффициенту некоммутативности для квантов.

Для пары Pb 0.05 мм – Fe 0.2 мм расчетное значение  $KS = 35\%$  для гамма-квантов.  $KS = 2.98\%$  для электронов, суммарный  $KS = 8.37\%$ . Число электронов в этом случае больше примерно в 5 раз, поэтому  $KS$  при суммировании сглаживается.

На рис. 11 показаны спектры тормозных и рентгеновских гамма квантов для пары Pb 1 мм – Al 4 мм при энергии  $E_e = 3$  МэВ. Коэффициенты некоммутативности равны для гамма квантов  $K_S = 261\%$  и  $K_E = 286\%$ . Прохождение электронов пренебрежимо мало. Здесь различие в прохождении через пару пластин достигает 3,6–3,9 раз.

На рис. 12 показаны спектры прошедших электронов и тормозных гамма квантов для пары Pb 1 мм – Al 4 мм при энергии  $E_e = 10$  МэВ. Коэффициенты некоммутативности равны для гамма квантов  $K_S = 7,3\%$  и  $K_E = 11\%$ , для электронов  $K_S = 4,7\%$  и  $K_E = -1\%$ . Различие в прохождении через такую же пару пластин как на рис. 11 при энергии  $E_e = 10$  МэВ сильно уменьшилось.

При увеличении толщины пластин в два раза число прошедших электронов становится малым. На рис. 13 и 14 показаны спектры прошедших электронов и тормозных гамма квантов для пары Pb 2 мм – Al 8 мм при энергии  $E_e = 10$  МэВ.

Коэффициенты некоммутативности равны для гамма квантов  $KS = 29,2\%$  и  $KE = 48,1\%$ . Для электронов  $KS = 102\%$ . Число электронов меньше примерно в 10 раз.



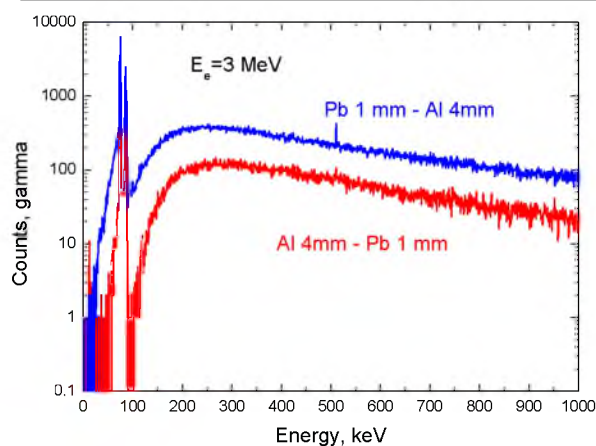


Рис. 11. Спектры тормозных и рентгеновских гамма квантов для пары Pb 1 мм – Al 4 мм при энергии  $E_e = 3$  МэВ.

Fig. 11. Brake and x-ray spectra of gamma quanta for a pair of Pb 1 mm - Al 4 mm at an energy of  $E_e = 3$  MeV.

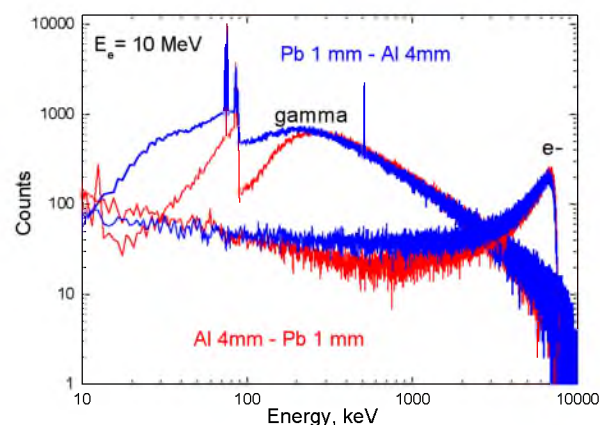


Рис. 12. Спектры прошедших электронов и тормозных гамма квантов для пары Pb 1 мм – Al 4 мм при энергии  $E_e = 10$  МэВ.

Fig. 12. Spectra of electrons passed and tor-stopping of gamma quanta for a pair of Pb 1 mm - Al 4 mm at an energy  $E_e = 10$  MeV.

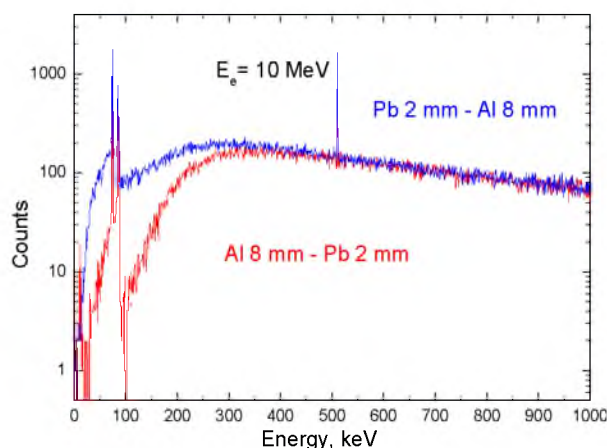


Рис. 13. Спектры тормозных гамма квантов для пары Pb 2 мм – Al 8 мм при энергии  $E_e = 10$  МэВ.

Fig. 13. Braking gamma quanta spectra for a pair of Pb 2 mm – 8 mm Al at an energy of  $E_e = 10$  MeV.

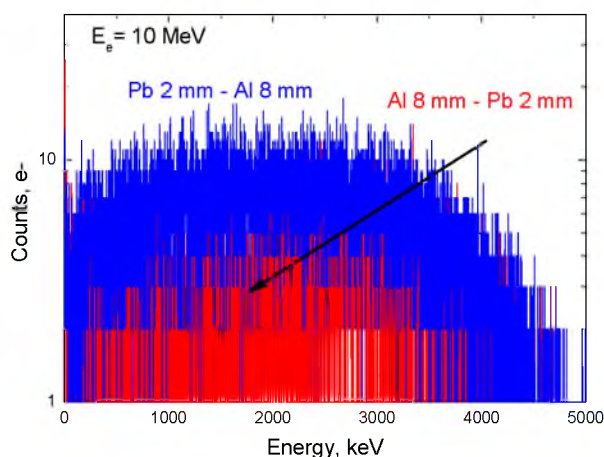


Рис. 14. Спектры прошедших электронов и тормозных гамма квантов для пары Pb 2 мм – Al 8 мм при энергии  $E_e = 10$  МэВ.

Fig. 14. The last spectra of electrons and gamma quanta brake for a pair of Pb 2 mm – 8 mm Al at an energy of  $E_e = 10$  MeV.

При дальнейшем увеличении толщины пластин имеем для Pb 3 мм – Al 12 мм при той же энергии  $E_e = 10$  МэВ коэффициенты некоммутиивности равны для гамма квантов  $K_S = 79,7\%$  и  $K_E = 107,2\%$ . Для электронов  $K_S = 198\%$ . Число электронов меньше примерно в 100 раз. Для Pb 4 мм – Al 16 мм при той же энергии  $E_e = 10$  МэВ коэффициенты некоммутиивности для гамма квантов  $K_S = 131,3\%$  и  $K_E = 153,5\%$ .

Таким образом, величина некоммутиивности  $K_S$  достигает максимальных значений при низких энергиях электронов либо при толщинах пластин, обеспечивающих полное поглощение электронов.



### Выводы

Проведено численное описание в GEANT 4 и экспериментальное измерение спектральных характеристик электронов и их тормозного излучения, прошедших через попарно переставляемые слои материалов с различными атомными зарядами  $Z$  и толщиной. Измерялись и рассчитывались величины коэффициентов  $K_S$  и  $K_E$ , определяющих некоммутативность прохождения электронов через гетерогенные слои. В экспериментах использован источник электронов  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  и комбинации материалов с различными атомными номерами и толщинами.

Величина некоммутативности  $K_S$  достигает максимальных значений при низких энергиях электронов либо при толщинах пластин, обеспечивающих полное поглощение электронов. Установлены физические причины наблюдаемой некоммутативности. Как для гамма-излучения, так и в случае электронного пучка частиц, некоммутативность возникает только из-за вторичных процессов: комптоновского однократного и многократного рассеяния, фотоэффекта, рождения электрон-позитронных пар для гамма-квантов, и тормозного излучения, уменьшения энергии частиц в ионизационных процессах, многократном рассеянии для электронов; дополнительно аннигиляции для позитронов. Таким образом, величина эффекта возрастает с увеличением толщины.

Двухслойная защита, как правило, эффективнее в случае расположения легким материалом к источнику излучения. Эффект некоммутативности для квантов и электронов может достигать 2-4 раз, и зависит от энергии падающего излучения и комбинации толщин защитных материалов.

**Исследование выполнено при поддержке гранта Российского научного фонда (проект №15-12-10019).**

### Список литературы References

1. Shultis J.K., Faw R.E. 1996. Radiation Shielding. Upper Saddle River. NJ: Prentice Hall PTR, 533.
2. Stabin M.G. 2007. Radiation Protection and Dosimetry: An Introduction to Health Physics. – New York, Springer Science + Business Media. LLC., 386.
3. Н.Г. Гусев, В.А. Климанов, В.П. Машкович, А.П. Суворов. 1989. Физические основы защиты от излучений. Москва, Энергоатомиздат. Т. 1.  
N.G. Gusev, V.A. Klimanov, V.P. Mashkovich, A.P. Suvorov. Physical basis of radiation protection. Moscow. Energoatomizdat. vol. 1. 1989.
4. Вопросы физики защиты реакторов. Сборник статей под ред. Д.Л. Бродера и др. Госатомиздат. Москва. 1963 г.  
The questions of reactors protection physics. Collection of articles edited by D.L. Brodeur, etc. Gosatomizdat. Moscow, 1963.
5. Машкович В.П., Кудрявцева А.В. 1995. Защита от ионизирующих излучений. Справочник. Москва, Энергоатомиздат.  
V.P. Mashkovich, A.V. Kudryavtseva. 1995. Protection against ionizing radiation. Guide. Moscow. Energoatomizdat.
6. Boone J.M., Chavez A.E. 1996. Comparison of X-ray Cross Sections for Diagnostic and Therapeutic Medical Physics. Med. Phys., 23(12): 1997–2005.
7. Aksenov I.I., Belous V.A., Goncharov I.G. et al. 2009. Laminated material for gamma radiation shielding. Functional Materials, 16(3): 342–346.
8. Borts B.V., Bratchenko M.I., Dyuldy S.V., Marchenko I.G., Sanzharevsky D.A., Tkachenko V.I. 2014. Monte carlo evaluation of the radiation shielding efficiency of laminated composites under electron and photon irradiation. East Eur. J. Phys., 1(3): 55–67.
9. Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J. et al. 2003. Geant4 — a Simulation Toolkit. Nucl. Instr. Meth., A22(3): 250–303.